

КОГЕРЕНТНЫЕ ФОНОНЫ И ИХ СВОЙСТВА

*O. V. Мисочко**

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 19 сентября 2000 г.

Оптические фононы в полуметаллах, полупроводниках и сверхпроводниках исследованы методами отражения света с фемтосекундным временным разрешением и спонтанного комбинационного рассеяния света. При измерениях во временной области фононная система переводится первым ультракоротким лазерным импульсом в когерентное состояние и зондируется с варьируемой временной задержкой вторым импульсом. Показано, что в этом случае фононы находятся в неклассическом состоянии, для которого флуктуационные свойства зависят от времени периодически и различны в разных квадратурах. Сравнение результатов, полученных во временной и частотных областях, также свидетельствует о совпадении энергий тепловых и когерентных фононов и о различии времен расфазировки и энергетической релаксации.

PACS: 74.72.Bk, 78.47.+p, 74.25.Kc, 63.20.-e

1. ВВЕДЕНИЕ

Фононы, как и все другие элементарные и колективные возбуждения в твердых телах, в конечном счете должны рассматриваться как квантовый объект. Повторяющиеся измерения любой из переменных, необходимых для описания фононного поля, дают среднюю величину, точность которой ограничена шумом. Квантовый шум является фундаментальным свойством системы, и долгое время считалось, что точность измерения не может быть выше, чем величина этого шума. Будучи неотделимым свойством системы, предписанным принципом неопределенности Гейзенберга [1], квантовые флуктуации, тем не менее, не обладают иммунитетом против манипуляций, поскольку принцип Гейзенберга имеет встроенную степень свободы и налагает ограничения только на пару сопряженных переменных. Природа не запрещает уменьшить шум для одной из них при условии, что вторая начнет флукутировать сильнее.

До недавнего времени оптические фононы традиционно исследовались в частотной области спектроскопическими методами, которые обеспечивают информацию, как правило, о равновесных, тепловых,

фононах [2, 3]. Основными измеряемыми величинами для спектроскопического исследования являются частота (энергия), которая определяет энергетическое расщепление между квантованными уровнями, и затухание, приписываемое взаимодействию исследуемой системы с резервуаром (неучтенными степенями свободы). Прогресс в лазерной технологии сделал возможным уменьшение длительности лазерного импульса, что открыло новые перспективы исследований, позволив изучать динамику кристаллической решетки в реальном времени. Фононы, возбужденные ультракороткими световыми импульсами, обычно называются когерентными, поскольку длительность возбуждающего импульса много меньше характерного времени жизни фононного состояния. Для того чтобы проследить сходство и возможное различие информации, извлекаемой из исследований в частотной и временной областях, мы провели сравнительное изучение фононных характеристик для типичных представителей классов полуметаллов, полупроводников и сверхпроводников двумя различными оптическими методами: методом комбинационного рассеяния (КР) света и методом оптической накачки с последующим зондированием фемтосекундными импульсами. При исследовании во временной области особое внимание уделено статистическим свойствам когерентных фононов.

*E-mail: misochko@issp.ac.ru

Данное исследование имеет следующую структуру: в разд. 2 приводятся теоретические основы описания различных состояний фононного поля и объясняется суть экспериментальных методик. Полученные экспериментальные результаты представлены в разд. 3, разделенном на подразделы по типу исследуемых образцов. Обсуждение результатов и их возможная интерпретация приводится в разд. 4, после чего следует Заключение.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Как уже отмечалось, большая часть информации об оптических фононах получалась до недавнего времени с помощью исследований в частотной области. Доступность и широкое использование фемтосекундных импульсов открыли возможность не только изучения фононов в реальном времени, но и проведения нетривиальных экспериментов. Исследования во временной области, одним из типичных представителей которых является метод возбуждения фононного состояния с его последующим зондированием двумя разделенными во времени лазерными импульсами (МВЗ), в настоящее время активно проводятся для многих конденсированных систем. Существует несколько хороших обзоров, объясняющих физику измерений во временной области и ее основные отличительные и общие черты с экспериментами, проводимыми в частотной области [4–6]. Хотелось бы отметить только два момента, которые не получили должного внимания в этих обзорах. Поскольку во временной области для конденсированных сред регистрируются, как правило, КР-активные фононы, результаты, полученные при помощи преобразования Фурье временного отклика, зачастую сравниваются со спонтанными КР-спектрами. Однако, несмотря на то что информация о фононной подсистеме в обеих методиках извлекается из результатов измерений, проводимых на фотонном поле, различные корреляционные функции измеряются в частотной и временной областях. За КР отвечают корреляторы типа $\langle a_i^+ a_i \rangle$, в то время как во временной области оптический отклик зависит от корреляторов типа $\langle a_i^+ a_i a_j^+ a_j \rangle$, где a_i^+ и a_i — операторы рождения и уничтожения фотонов [7]. Во временной области измеряются корреляции интенсивности, зависимость которых от корреляций первого порядка, измеряемых в частотной области, зачастую определяется статистикой рассеивающих частиц, в нашем случае — фононов [8, 9].

Вторым важным аспектом, который, к сожалению, очень часто игнорируется при интерпретации результатов временного изучения, является то, что даже если исследования в частотной и временной областях проводятся на одном и том же кристалле, это совсем не означает, что измерению подвергается одно и то же состояние системы [8]. В частотной области, при измерениях спонтанного КР, фононы находятся в тепловом равновесии в состоянии, для которого фаза не определена. Во временной области измерения проводятся над когерентной системой, для которой фаза является хорошо определенной величиной [2, 4, 10]. Нет никаких оснований утверждать *a priori*, что все характеристики этих двух разных систем идентичны. Нужно подчеркнуть, что во временной области мы получаем информацию о недиагональных элементах матрицы плотности, тогда как в частотной области измеряемыми величинами являются диагональные элементы.

Существование возбуждений с нетепловой статистикой и их свойства были и остаются предметом многих исследований, проводимых в отношении фотонного поля. Именно для фотонов была впервые введена теоретически [11] и позже реализована экспериментально [12] деформация (сжатие) контура неопределенности. Исследования сжатых фотонных состояний имеют огромную библиографию, которую невозможно здесь привести, поэтому мы ограничимся указанием ряда учебников и широко известных и доступных обзоров [13]. Значительно позже, в конце 80-х г.г., появились первые теоретические работы, в которых с использованием аналогий с фотонным полем исследовались для фононов или возможность создания сжатых состояний, или специфика их свойств. Эти немногочисленные работы можно разделить на три группы. В двух из них фонон рассматривался как составляющий элемент сложного объекта: поляритона в первой [14] и полярона во второй [15] группе. Третья группа рассматривала фонон как независимое возбуждение и выводила сжатие из взаимодействия фононов между собой или с фотонами [16–21]. Теоретические исследования последней группы, заложив необходимый базис, способствовали реализации сжатых колебательных и фононных состояний в оптических экспериментах [20, 22–27].

Сжатые состояния исторически были открыты после понимания физики когерентных состояний, которые можно определить как собственные состояния оператора уничтожения, используя операторы сдвига, и как состояния с минимальной неопределенностью. При каждом способе определения коге-

рентных состояний становятся ясными различные свойства сжатых состояний. Для понимания физической картины сжатых фононных состояний определим для отдельной моды фононного поля с оператором уничтожения a когерентное состояние $|\alpha\rangle$, которое является собственным состоянием оператора уничтожения a :

$$a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle.$$

Когерентное состояние может быть получено из вакуумного состояния $|0\rangle$ применением унитарного оператора смещения $D(\alpha) = \exp(\alpha a^+ - \alpha^* a)$:

$$|\alpha\rangle = D(\alpha)|0\rangle.$$

Если мода изменяется во времени по гармоническому закону с частотой Ω , для описания моды можно использовать канонические переменные q, p :

$$q = \sqrt{\frac{\hbar}{2\Omega}} (a^+ + a), \quad p = i\sqrt{\frac{\hbar\Omega}{2}} (a^+ - a).$$

Однако, поскольку канонические переменные q и p имеют различные размерности, для удобства вводятся безразмерные квадратурные операторы

$$X = \frac{a^+ + a}{2} = \sqrt{\frac{\Omega}{2\hbar}} q, \quad Y = \frac{a - a^+}{2i} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\Omega}} p,$$

которые позволяют записать фононное поле в виде $A = A_c[X \cos(\Omega t) + Y \sin(\Omega t)]$. Если представить когерентное состояние как $\alpha = \alpha_1 + i\alpha_2$, где α_1 и α_2 — действительные числа, то для каждого когерентного состояния $\langle a \rangle = \alpha$, $\langle N \rangle = |\alpha|^2$ и $\langle \Delta X^2 \rangle = \langle \Delta Y^2 \rangle = 1/4$. Определив для произвольного оператора O дисперсию как $\langle \Delta O^2 \rangle = \langle (O - \langle O \rangle)^2 \rangle$, видим, что для квадратурных операторов в силу соотношения Гейзенberга $\langle \Delta X^2 \rangle \langle \Delta Y^2 \rangle \geq 1/16$. Кроме того, $\langle \Delta X^2 \rangle + \langle \Delta Y^2 \rangle \geq 1/2$. Таким образом, оператор смещения сдвигает вакуумный контур неопределенности из начала координат в точку $(\text{Re } \alpha, \text{Im } \alpha)$, оставляя неизменным его форму и площадь. Это показывает, что когерентное состояние может быть представлено как классическое состояние с добавленным шумом вакуумного состояния, и объясняет, почему это состояние иногда называется смещенным, см. рис. 1. В когерентном состоянии только вакуум является некогерентным, и любой осциллятор в вакуумном состоянии имеет нулевую амплитуду и не зависящий от времени шум, который определяется нулевыми колебаниями. В когерентном состоянии амплитуда отлична от нуля, тогда как шум когерентного состояния идентичен шуму вакуума как

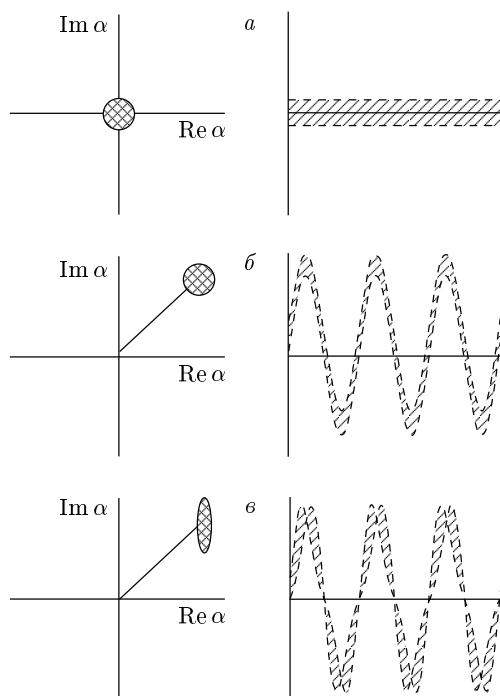


Рис. 1. Представления вакуумного (а), когерентного (б) и сжатого (в) состояний. Графики справа показывают эволюцию когерентной амплитуды, при этом заштрихованная область между штриховыми линиями соответствует среднеквадратичным флюктуациям

по величине, так и по временной зависимости. Круговая форма контура неопределенности свидетельствует о том, что в когерентном состоянии шум в обеих квадратурах одинаков. В более общем случае можно создать фононное поле, для которого дисперсия в одной квадратуре отлична от дисперсии в другой квадратуре. Сделать это можно, введя для поля с фононным оператором уничтожения a оператор $b = \mu a + \nu a^+$, где μ и ν — комплексные числа, удовлетворяющие соотношению $|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1$. Последняя операция приводит к тому, что контур неопределенности когерентной амплитуды приобретает эллиптическую форму и шум в разных квадратурах становится различным. При этом в одной из квадратур шум может быть меньше, чем шум вакуума, поскольку это компенсируется соответствующим возрастанием шума в другой квадратуре. С точки зрения наблюдателя, который неподвижен относительно когерентной амплитуды, шум становится зависящим от времени, и частота изменения шума равна удвоенной частоте Ω когерентной амплитуды (см. рис. 1).

Исследования когерентных фононов проводятся в основном методом возбуждения с последующим зондированием субпикосекундными световыми импульсами. Одной из наиболее простых форм этого метода, наиболее широко применяемой для изучения непрозрачных сред, является измерение отражения [2, 10]. При этом пучг лазерных импульсов разбивается на два пучка ортогональной поляризации, и зондирующий пучок примерно в 10–100 раз слабее по мощности, чем пучок накачки. Относительная задержка между пучками варьируется изменением одного из оптических путей с помощью шагового двигателя. Пучок накачки модулируется при прохождении через оптический прерыватель или при покачивании ретрорефлектора шайкером. Детектирование осуществляется смешиванием сигналов, регистрируемых фотодиодами и подаваемых на вход синхронного детектора. Данные представляются в форме нормализованного дифференциального отражения:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R - R_0}{R_0},$$

т.е. как изменение отражения зондирующего импульса, вызванного импульсом накачки, деленное на отражение зондирующего импульса в отсутствие накачки. Если модуляция осуществляется покачиванием ретрорефлектора (что приводит к интегрированию по времени), измеряемой величиной является $\delta(\Delta R/R_0)/\delta t$.

Комбинационное рассеяние можно определить как взаимодействие света с кристаллом, при котором излучение с частотой ω_i преобразуется в излучение с новой частотой ω_s за счет возбуждения среды на характеристической частоте Ω [3, 10]. Законы сохранения энергии и импульса определяют два канала рассеяния — стоксов и антистоксов, — которые различаются направлением переноса энергии — от фотонного поля к среде и наоборот. Возникновение связи между ω_i и ω_s было объяснено теорией Плачека в предположении, что оптическая поляризуемость является функцией фононной координаты (когерентной амплитуды) $\alpha = \alpha_0 + Q\partial\alpha/\partial Q$, $\partial\alpha/\partial Q$ — некая константа. Линейная связь между фотонным полем и средой, когда поляризация среды $P \propto QE\partial\alpha/\partial Q$, ведет к изменению частоты поля. При нелинейном смешивании ω_i и ω_s , которое реализуется при работе с ультракороткими лазерными импульсами, изменяется амплитуда Q , и для описания подобного процесса необходимы три связанных уравнения для светового поля E , когерентной амплитуды Q и разности n_k заселенностей фононных уровней, участвующих в рассеянии. Возбужденное

фононное состояние в этом случае зависит от двух величин — n_k и Q , — первая из которых определяется диагональными, а вторая — недиагональными компонентами матрицы плотности [28].

Все измерения в данной работе сделаны при комнатной температуре. Исследования КР-методом проводились в геометрии обратного рассеяния с использованием тройного спектрометра, оснащенного многоканальным детектором, при возбуждении излучением с $\lambda = 780$ нм лазера на титанате сапфира или одной из линий Ag^+ -лазера. Детальное описание аппаратуры, использованной для получения КР-спектров, можно найти в работе [29]. Измерения во временном диапазоне осуществлялись с использованием синхронного детектирования и импульсов лазера на титанате сапфира ($\lambda = 780$ нм) длительностью от 25 до 50 фс и с частотой повторения 78 кГц. Модуляция пучка накачки осуществлялась либо механическим прерывателем с частотой 2 кГц, либо шайкером с частотой 0.5 кГц. В последнем случае амплитуда модуляции не превышала длительности используемых световых импульсов [27]. Длительность используемых лазерных импульсов и иногда начальная фаза, определяемая нулевой временной задержкой, измерялись при помощи или двухфотонного детектора, или нелинейного кристалла [26].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Когерентные фононы к настоящему времени изучены в разнообразных конденсированных средах [4–6]. Мы ограничимся в своем исследовании только непрозрачными средами, включающими полуметаллы, полупроводники и сверхпроводники.

3.1. Полуметаллы

Полуметаллы были среди первых непрозрачных кристаллических твердых тел, в которых зарегистрированы осцилляции, приписанные когерентным фононам [30]. Этому отчасти способствовало то, что фотоиндукционный ультракороткими импульсами оптический отклик в полуметаллах является наибольшим. Мы можем воспользоваться этим же преимуществом при изучении статистических свойств фононов, создаваемых фемтосекундными импульсами.

Исследования когерентных фононов проводились для двух типичных представителей группы полуметаллов: висмута и сурьмы. Сурьма кристаллизуется с двумя атомами в элементарной ячейке с

точечной симметрией D_{3d} [31]. Из шести фононов сурьмы три оптических фонона, $A_{1g} + E_g$, являются КР-активными и к настоящему времени были зарегистрированы при измерениях во временной области [30, 32]. Отсутствие недиагональных фононных мод в первых исследованиях [30] способствовало идентификации и описанию возбуждения как идущего по механизму смещения. В этом случае колебательная когерентность создается в возбужденном электронном состоянии, потенциальный минимум которого смешен относительно минимума исходного, равновесного, состояния [33]. Только полносимметричные фононы могут быть возбуждены по механизму смещения, и их начальная фаза равна $\pm\pi/2$ при описании осцилляций затухающей синусоидальной функцией. Наблюдение во временному отклике недиагонального фонона E_g [32] поставило под сомнение адекватность механизма смещения. Это наблюдение способствовало разработке механизма, в основе которого лежит процесс неупругого рассеяния света (вынужденное КР).

На рис. 2 показаны типичные оптические отклики при возбуждении и последующем зондировании поликристаллической пленки Sb фемтосекундными импульсами, полученные при модулировании пучка накачки механическим прерывателем и периодическим смещением ретрофлектиора. В первом случае видно, что возбужденное электронное состояние релаксирует к равновесному состоянию за время порядка 2–3 пс. На эту электронную релаксацию наложены быстрые осцилляции, порождаемые возбуждением когерентных оптических фононов, которые детально исследуются в данной работе. Чтобы выделить осциллирующий фононный отклик, измерения могут быть проведены с модуляцией возбуждающего пучка шайкером. Поскольку в таких экспериментах измеряется производная временного отклика, релаксационные процессы не дают ощутимого вклада в наблюдаемый сигнал. Так как производная гармонической функции равна другой гармонической функции ($\cos \leftrightarrow \sin$), начальная фаза при использовании модуляции покачиванием ретрофлектиора сдвинута на $\pi/2$, что иллюстрируется вставкой на рис. 2. Чтобы проверить, как осцилляции, наблюдаемые с помощью МВЗ, соответствуют КР-активным модам Sb, данные временного диапазона были численно трансформированы в частотный диапазон при помощи преобразования Фурье. Типичный спектр мощности (периодограмма), полученный в результате этого преобразования, показан на рис. 3а вместе со спонтанным КР-спектром. Пик на частоте 4.49 ТГц (149.7 см⁻¹) соответствует пол-

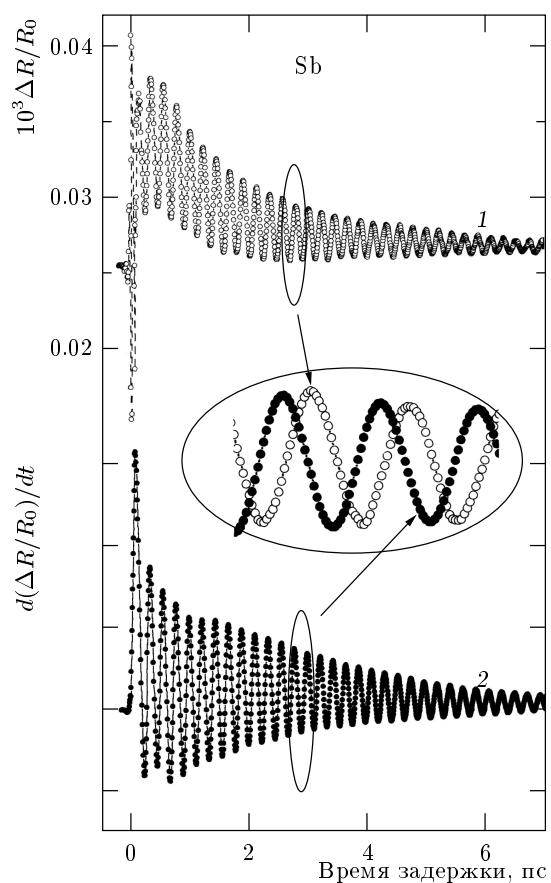


Рис. 2. Разрешенное во времени нормализованное отражение для Sb, полученное при возбуждении импульсами длительностью 30 фс. Мощности накачки и зондирования равны соответственно 50 и 1.2 мВт. Кривые 1 и 2 соответствуют различным способам модуляции пучка накачки. Вставка показывает фазовый сдвиг, обусловленный различными способами модуляции

носимметричной фононной моде. Сравнение полученных результатов показывает, что позиции фононных пиков, получаемых из измерений во временной и частотной областях, совпадают в пределах точности измерений. Ширина (FWHM) спектральной линии $\Delta\nu = 0.1$ ТГц, получаемая из временных измерений посредством фурье-преобразования, и, соответственно, параметр добротности моды $Q = \nu/\Delta\nu$ ($Q = 45$) совпадают с величинами, извлекаемыми из спонтанных КР-спектров ($\Delta\nu = 0.1$ ТГц и $Q = 45$) [30, 31]. Подгонка во временной области с помощью затухающей синусоидальной функции дает такую же частоту осцилляций и начальную фазу, равную $-\pi/2$ (0 при использовании прерывателя), что можно увидеть на рис. 3. При увеличении мощ-

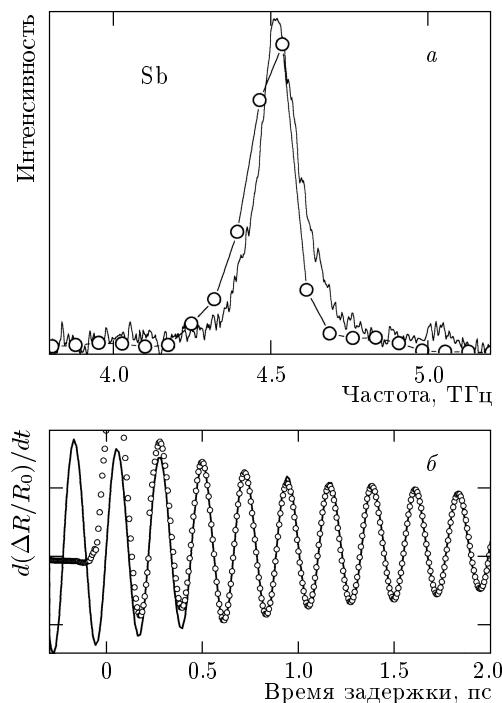


Рис. 3. Фурье-преобразованный временной отклик (кружки) и спонтанный КР-спектр (сплошная линия) для Sb (а) и результаты подгонки во временной области (сплошная линия), иллюстрирующие начальную фазу (б)

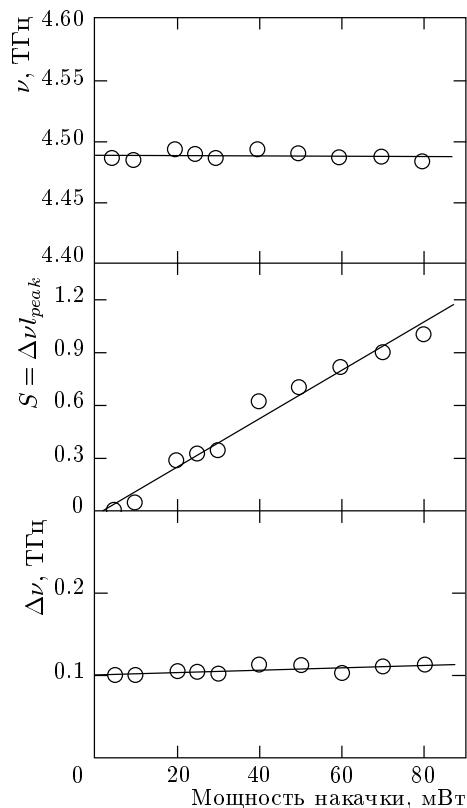


Рис. 4. Зависимость параметров осцилляций от мощности накачки для Sb. Сплошные линии — наилучшая аппроксимация линейной функцией

ности импульса накачки амплитуда когерентных осцилляций увеличивается линейно, тогда как частота и скорость расфазировки остаются неизменными. Это иллюстрирует рис. 4, на котором приведены вышеупомянутые характеристики, извлеченные из фурье-преобразованных временных откликов. Частоты и ширины спектральных линий получались при подгонке функцией Лоренца, а амплитуда осцилляций оценивалась по их интегральной интенсивности спектральной линии в периодограмме. Для удобства восприятия интегральная интенсивность для максимальной мощности принята равной единице. Отметим, что прямое измерение амплитуды когерентных осцилляций при фиксированной временной задержке дает аналогичную зависимость, правда, с большей ошибкой.

Чтобы исследовать статистические (флуктуационные) свойства фононов, создаваемых ультракороткими импульсами, схема измерений должна быть модифицирована [24]. Традиционная схема исследования когерентных фононов дает доступ только к главному моменту (среднему значению) фононного распределения, позволяя получить среднее значение

когерентной амплитуды как функцию временной задержки. Исследование флуктуационных свойств требует знания того, как когерентная амплитуда флуктуирует во времени для фиксированной фазы, определяемой временной задержкой. Это иллюстрирует рис. 5, на котором, по сути, изображено сжатое состояние в представлениях Гейзенберга (рис. 5а) и Шредингера (рис. 5б). В первом случае мы варьируем угол детектирования, во втором состояние эволюционирует во времени, а угол детектирования остается неизменным. Для изучения флуктуационных свойств фононов измерения нужно проводить таким образом, чтобы не терять информацию об отдельных реализациях состояния. Хотя каждую единичную реализацию состояния измерить не представляется возможным, доступно сравнение статистических выборок, полученных с использованием порядка 10^5 импульсов, при фиксированной фазе (временной задержке). С этой целью мы многократно измеряем часть осциллирующего отклика S , чтобы вычислить для каждой временной задержки наряду с первым моментом $\mu = \langle S \rangle$ момент второго порядка

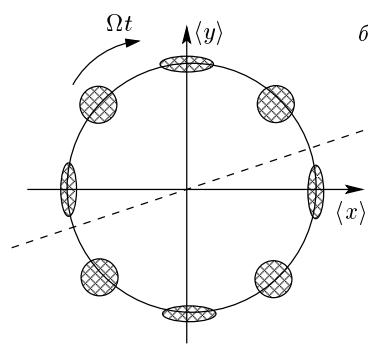
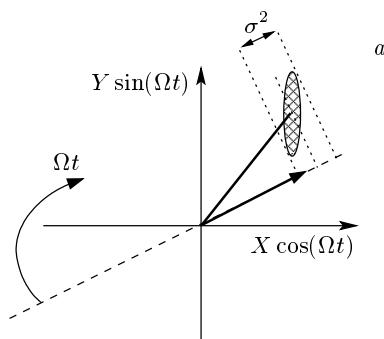


Рис. 5. Диаграмма, иллюстрирующая схему измерения шума когерентных фононов

$\sigma^2 = \langle S^2 \rangle - \mu^2$. Полученные результаты для Sb представлены на рис. 6. Как и следовало ожидать, средняя амплитуда, полученная таким образом, идентична амплитуде, получаемой в традиционном эксперименте. Тем не менее дисперсия когерентной амплитуды, рассчитанная для каждого момента времени, обеспечивает дополнительную, новую информацию. В том случае, когда система подготовлена в когерентном состоянии, дисперсия, характеризующая шум, оказывается зависящей от времени. Отметим, что для системы в равновесном состоянии шум не зависит от времени, что показывает дисперсия при отрицательных временных задержках (фазовых углах). Чтобы прояснить и понять временную зависимость шума, дисперсия была численно трансформирована в частотный диапазон при помощи преобразования Фурье. Типичный спектр мощности шума, полученный в результате этого преобразования, показан на рис. 6 δ вместе со спектром мощности когерентной амплитуды (рис. 6 $\delta\delta$). Очевидно, что два спектра различны, и спектр шума содержит компоненту с частотой вдвое большее частоты когерентного фона. При повышении мощности накачки амплитуда шума возрастает линейно, а спектр остается практически неизменным. Однако интенсивность

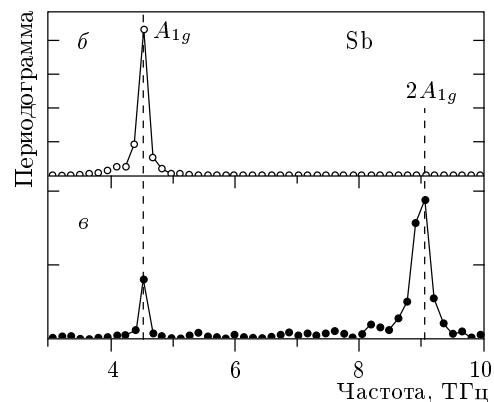
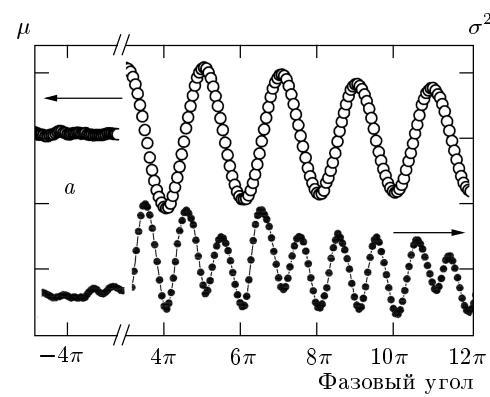


Рис. 6. Когерентная амплитуда и ее дисперсия как функции фазового угла для Sb (a). Спектр мощности когерентной амплитуды (б) и ее дисперсии (в)

спектральных компонент в спектре шума слегка изменяется, и отношение интегральных интенсивностей высокочастотной и низкочастотной компонент имеет тенденцию к увеличению.

На рис. 7–9 приведен аналогичный набор данных для случая поликристаллической пленки Bi. Висмут кристаллизуется с ромбоэдрической элементарной ячейкой, в которой разрешены КР-фононы $A_{1g} + E_g$ -симметрии. Так же как в Sb, эти моды были зарегистрированы при измерениях во временной области [30, 34], и интенсивность полносимметричной моды была значительно выше, чем интенсивность недиагональных мод [34]. В КР-спектре поликристаллических пленок Bi также доминирует мода A_{1g} , соответствующая 2.9 ТГц (97 cm^{-1}) [31]. По сравнению с осцилляциями в Sb осцилляции в Bi имеют несколько меньшую амплитуду при идентичных параметрах эксперимента. Фурье-преобразованный временной отклик Bi имеет сходную с КР-спектром частоту полносимметричной моды, равную 2.95 ТГц (98 cm^{-1}). Однако ширина спектральной линии $\Delta\nu = 0.09$ ТГц, по-

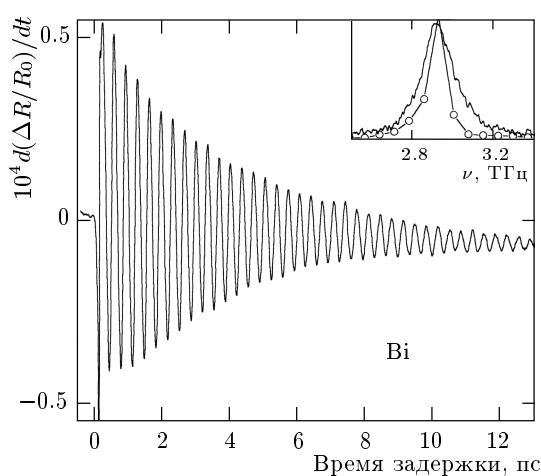


Рис. 7. Разрешенное во времени нормализованное отражение для Bi, полученное при возбуждении импульсами длительностью 30 фс. Мощности накачки и зондирования равны соответственно 60 и 1.2 мВт. Модуляции пучка накачки осуществлялись шейкером. На вставке — фурье-преобразованный временной отклик (кружки) и спонтанный КР-спектр (сплошная линия)

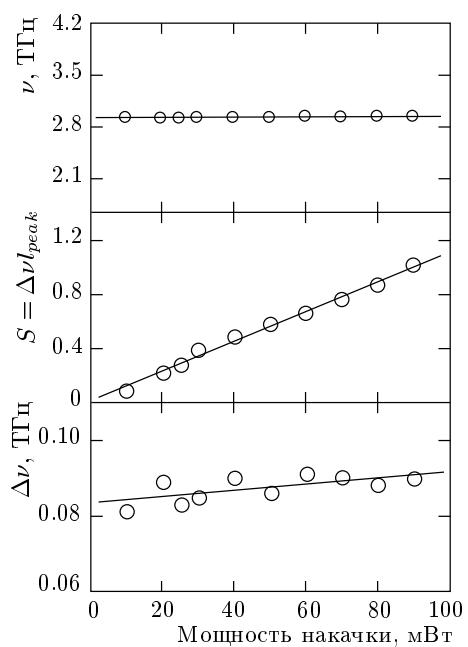


Рис. 8. Зависимость параметров оптического фона от накачки для Bi. Сплошные линии — наилучшая аппроксимация линейной функцией

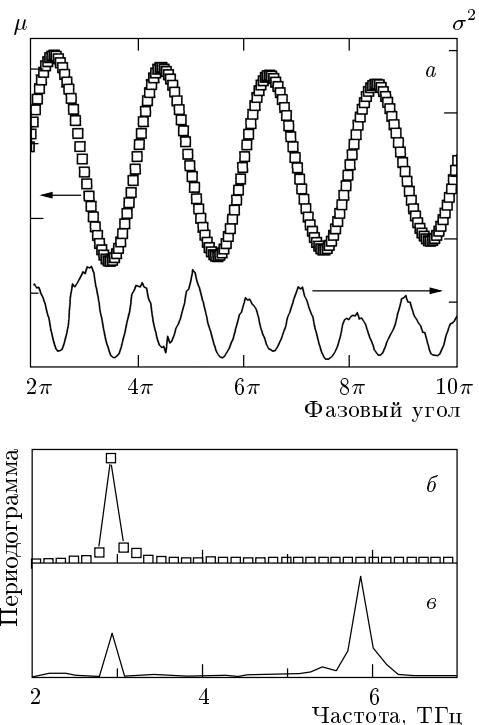


Рис. 9. Когерентная амплитуда и ее дисперсия как функции фазового угла (рассчитанного исходя из временной задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами) для Bi (a); фурье-преобразованная когерентная амплитуда (б) и ее дисперсия (в)

лучаемая из временных измерений, меньше и, соответственно, параметр $Q = 32$ больше, чем соответствующая величина, извлекаемая из данных КР ($Q = 17$) [33]. Зависимость параметров когерентных фононов от мощности накачки такая же, как в случае сурьмы, т. е. амплитуда зависит от мощности линейно, тогда как частота и скорость расфазировки остаются неизменными. Следует отметить, что несмотря на нестационарность исследуемого эффекта, спектр когерентной амплитуды в случае полуметаллов стационарен. Это было установлено варьированием верхнего и/или нижнего временных пределов при фурье-преобразовании. Периодограммы, полученные при малых временах задержки, были идентичны периодограммам при больших временах, что свидетельствует об эквивалентности «быстрой» и «медленной» динамики фононной подсистемы полуметаллов. Тем не менее следует отметить, что спектр когерентных осцилляций для случая, когда возбуждается более чем одна мода, может являться функцией времени [35, 36].

3.2. Полупроводники

Помимо полуметаллов, которые кристаллизуются в центросимметричной решетке, когерентные фононы также могут быть реализованы для полярных кристаллов, типичными представителями которых являются полупроводники группы III–V, кристаллизующиеся в структуре цинковой обманки [4, 5].

Из вышеупомянутых полупроводников наиболее изученным является GaAs. Временные осцилляции, приписываемые когерентным фононам и/или связанным фонон-плазмонным модам, были изучены для GaAs как функция легирования, температуры и длины волн возбуждающего излучения [5, 37]. Основным механизмом, ответственным за возбуждение когерентных осцилляций, считается взаимодействие фотонов с электрическим полем, возникающим в обедненном приповерхностном слое [37, 38]. Отметим, что подобный механизм позволяет инициировать только возбуждения, которые несут с собой электрическое поле (продольные фононы и плазмоны), но не может возбудить поперечные фононы. Также уместно напомнить, что в КР полупроводников хорошо изучено изменение свойств кристалла под влиянием внешнего воздействия, приводящего к понижению симметрии (морфический эффект) [39].

На рис. 10 показаны результаты для GaAs *n*-типа с концентрациями носителей $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Когерентные осцилляции в первом случае происходят с частотой 8.54 ТГц (284.6 см^{-1}) и соответствуют продольному оптическому *LO*-фонону [5]. Спектр шума когерентных осцилляций, показанный на рис. 11, имеет компоненту с частотой вдвое большей частоты этого фона [26]. Дисперсия когерентной амплитуды максимальна для нулей когерентной амплитуды, тогда как минимумы дисперсии примерно совпадают с экстремальными значениями амплитуды. При изменении уровня легирования временной отклик GaAs сильно модифицируется. Уже во временной области очевидно, что осцилляции обусловлены более чем одной модой, поскольку во временному отклике присутствует дополнительная модуляция, обусловленная биениями между модами. Фурье-преобразованный временной отклик, приведенный на рис. 10 δ , демонстрирует две моды, частоты которых приблизительно совпадают с частотами *LO*- и *TO*-фононов. Следует отметить, что в нашем случае эти частоты остаются неизменными при увеличении мощности накачки. Также заметим, что *LO*- и *TO*-моды ортогональны и, как результат этого, не связаны. Осуществить связь между ними

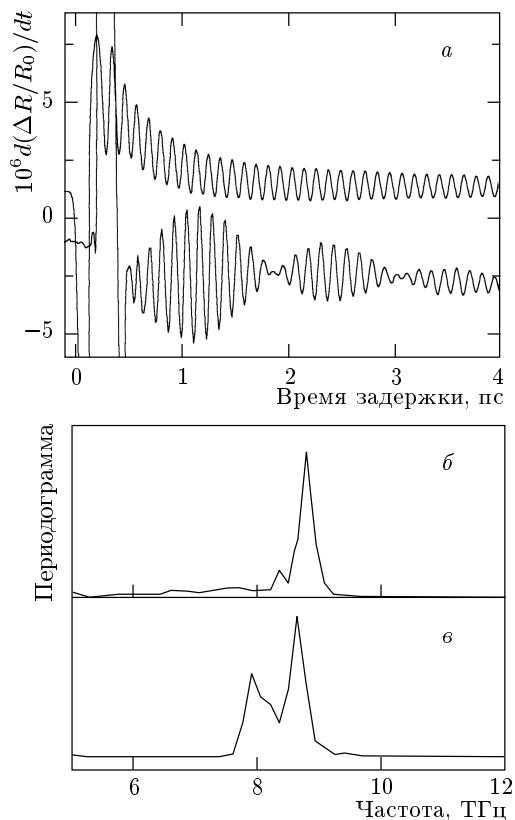


Рис. 10. Разрешенное во времени нормализованное отражение для GaAs, полученное при возбуждении импульсами длительностью 30 фс (a). Мощности накачки и зондирования равны соответственно 80 и 1.1 мВт. Верхняя кривая — $n_e = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, нижняя кривая — $n_e = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Периодограммы верхней (б) и нижней (в) кривых

можно за счет нулевых (вакуумных) колебаний и/или внешнего поля (например, плазмонов).

Среди полупроводников группы III–V InSb характеризуется наименьшей шириной запрещенной зоны и малой эффективной массой носителей. Когерентные осцилляции в InSb затухают сравнительно быстро и не могут быть детектированы после 4 пс. На рис. 12 a приведены типичный разрешенный во времени оптический отклик для InSb и его дисперсия. Частота когерентных осцилляций 5.6 ТГц (186 см^{-1}), полученная из фурье-преобразованного временного отклика, показанного на рис. 12 b , совпадает с частотой *LO*-фона [40]. Флуктуационные свойства *LO*-фона InSb приведены на рис. 12 c , из которого следует, что шум когерентной амплитуды зависит от времени и в периодограмме шума есть пик на частоте вдвое больше частоты *LO*-фона.

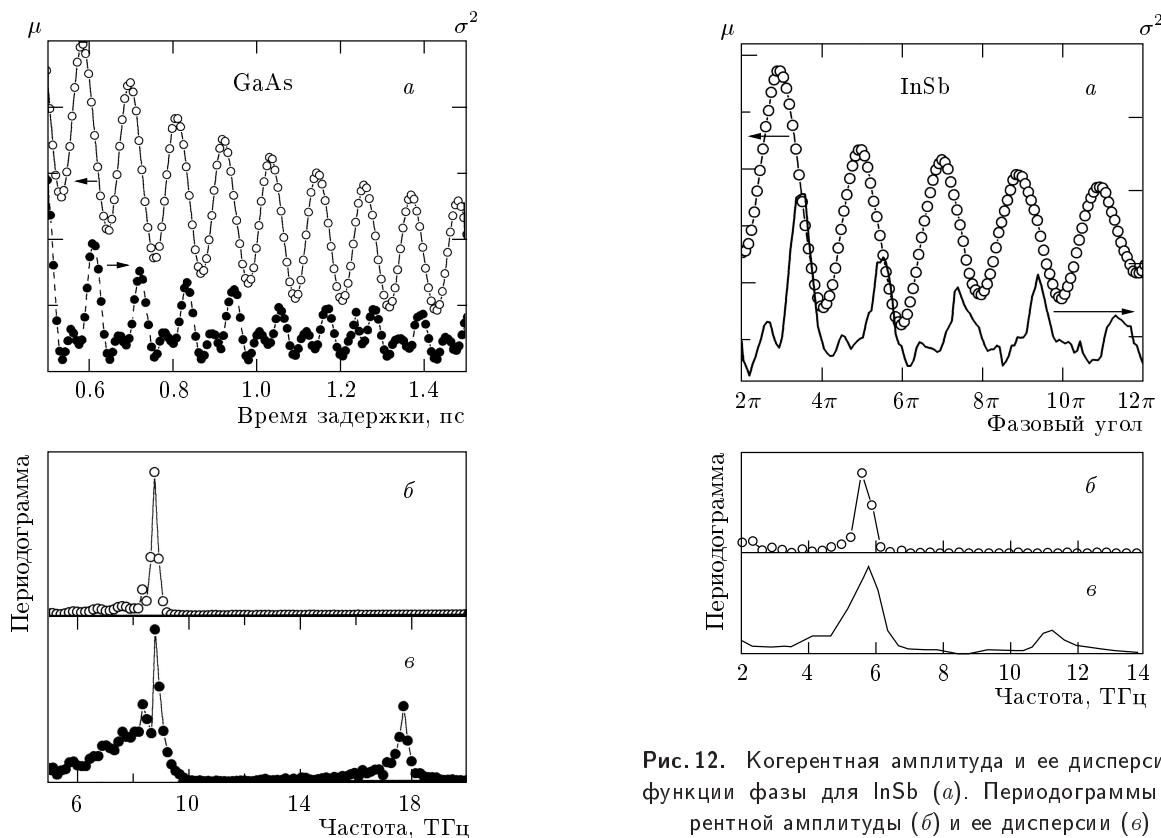


Рис. 11. Когерентная амплитуда и ее дисперсия как функции временной задержки для GaAs с $n_e = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (а). Периодограммы когерентной амплитуды (б) и ее дисперсии (в)

Из полупроводников группы III-V InP является одним из самых неисследованных на предмет когерентных фононов. Когерентные осцилляции к настоящему времени были детектированы только для *p*-типа, и эти осцилляции при больших временных задержках были идентифицированы как порождаемые *LO*-фононом [41]. На рис. 13 приведены разрешенные во времени оптические отклики для ряда образцов InP *p*- и *n*-типов. Видно, что когерентные осцилляции наиболее ярко выражены для образцов *p*-типа. Остановимся более подробно на данных, полученных для образцов *p*-типа с концентрацией $n_p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и *n*-типа с концентрацией $n_e = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Хотя в подавляющем большинстве экспериментов наблюдалась полярность сигналов, показанных на рис. 13, в ряде случаев при полностью идентичных условиях эксперимента регистрировались сигналы с инвертированной полярностью, что иллюстрирует рис. 14. Данное наблюдение свидетельствует о том, что начальная фаза бистабиль-

Рис. 12. Когерентная амплитуда и ее дисперсия как функции фазы для InSb (а). Периодограммы когерентной амплитуды (б) и ее дисперсии (в)

на и имеет возможность принимать фиксированные, но с необходимостью сдвинутые на π фазы. Подобное поведение начальной фазы вряд ли возможно в механизмах смещения и генерации когерентных фононов электрическим полем в обедненном приповерхностном слое. Однако для механизма, основанного на вынужденном КР света, существует возможность понять данное явление, связав начальную фазу со стоксовым или антистоксовым каналами рассеяния. Бистабильность фазы ранее наблюдалась в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [42], где она проявлялась при больших временных задержках.

3.3. Сверхпроводники

К настоящему времени когерентные фононы были детектированы в основных классах высокотемпературных сверхпроводников [27, 42, 44–46], однако система $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, для которой это было сделано впервые, по-прежнему остается наиболее исследованной [43–46]. Поэтому наиболее естественно рассмотреть характеристики фононной подсистемы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, получаемые во временной и частотной областях, и сравнить результаты между собой. Симметрия кристаллической решетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, описываемая группой D_{2h} , разреша-

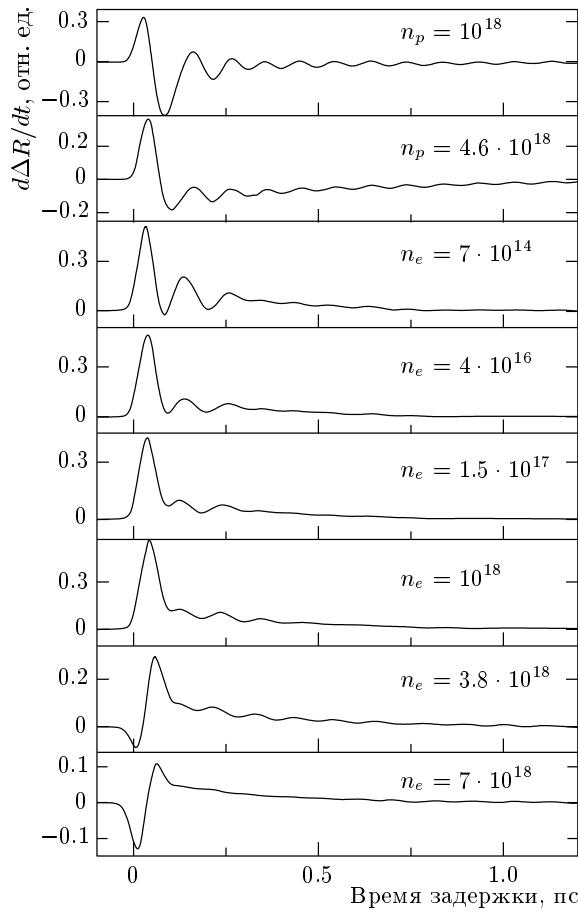


Рис. 13. Разрешенные во времени отражения для InP, полученные при возбуждении импульсами длительностью 35 фс. Мощности накачки и зондирования равны соответственно 40 и 1.2 мВт. Характер носителей и их концентрация указаны для каждой кривой

ет для Г-точки зоны Бриллюэна пять полносимметричных A_g -фононов [47]. Два из A_g -фононов были зарегистрированы в исследованиях, проводимых во временной области. Это низкочастотные фононы, порождаемые z -смещениями ионов Ва и Су, с частотами соответственно 3.6 ТГц (120 см^{-1}) и 4.5 ТГц (150 см^{-1}). Фонон меди доминирует в фемтосекундном отклике при температурах выше температуры сверхпроводящего перехода, тогда как при более низких температурах основной вклад дает фонон Ва [44, 45]. Как и в случае полуметаллов, исходной гипотезой для объяснения возбуждения когерентных фононов в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ был механизм смещения [44]. Данный механизм, видоизмененный и детализированный для случая сверхпроводящего состояния [48], позволил объяснить не только частоты фононных мод, но также смену величины и

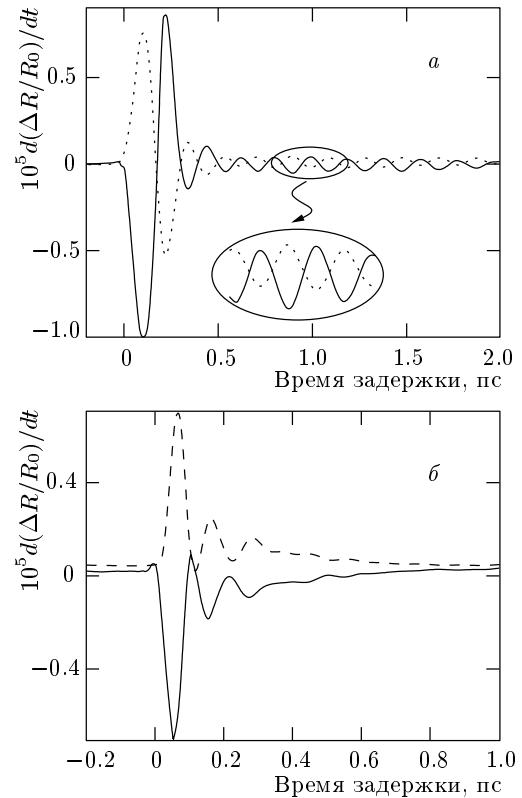


Рис. 14. Данные, демонстрирующие бистабильность фазы для InP: *a* — $n_h = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, *б* — $n_e = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

полярности сигнала при переходе исследуемого материала в сверхпроводящее состояние. Однако измерения, проведенные на различных кристаллографических гранях монокристалла, показывают, что ультракороткие импульсы возбуждают не только полносимметричные, но и недиагональные моды. Это демонстрирует рис. 15, на котором показаны периодограммы разрешенных во времени оптических откликов, полученных с граней *ab* и *ac*. Сравнение этих откликов со спонтанными КР-спектрами симметрий A_g и B_{2g} (B_{3g}) свидетельствует о наблюдении моды на частоте 6.3 ТГц (210 см^{-1}). Исходя из частоты моды и сравнения со спонтанными КР-спектрами недвойникованного монокристалла [47], легко установить, что данный фонон порождается смещениями мостикового кислорода и имеет симметрию B_{3g} . Объяснить наличие недиагональных мод в рамках модели смещения представляется достаточно трудным, однако это легко сделать для альтернативного механизма, основанного на вынужденном КР света.

Для изучения флюктуационных свойств когерентных фононов в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ мы ограничим-

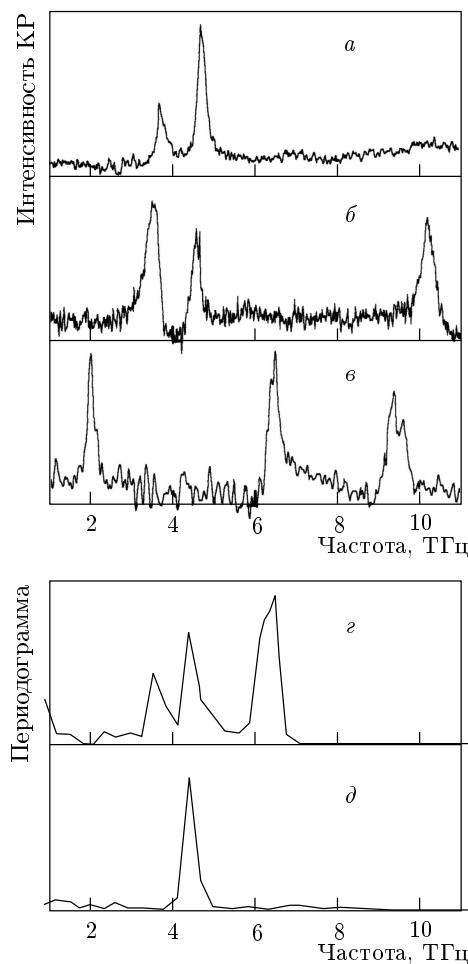


Рис. 15. Спектры КР (*a*, *б*, *в*) и периодограммы (*г*, *д*) временных откликов, полученных с различных граней монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $T_c = 92$ К: *а* — A_g -спектр, zz -поляризация, *б* — A_g -спектр, $x'x'$ -поляризация, *в* — $(B_{3g} + B_{2g})$ -спектр, $(zy + zx)$ -поляризация, *г* — периодограмма отклика плоскости *ac*, *д* — периодограмма отклика базисной плоскости *ab*

ся полносимметричной фононной модой. На рис. 16 приведен типичный разрешенный во времени отклик, полученный с базисной плоскости *ab* кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при комнатной температуре. Осцилляции происходят с частотой 4.52 ТГц (150.6 см^{-1}) и свидетельствуют о том, что когерентный фонон соответствует КР-активной моде A_g -симметрии, порождаемой смещениями иона Cu. Из сравнения с КР-спектром следует, что время расфазировки при комнатной температуре больше времени энергетической релаксации [27, 44]. Геометрия эксперимента и относительно высокая температура минимизируют вклад другой низкоэнергетич-

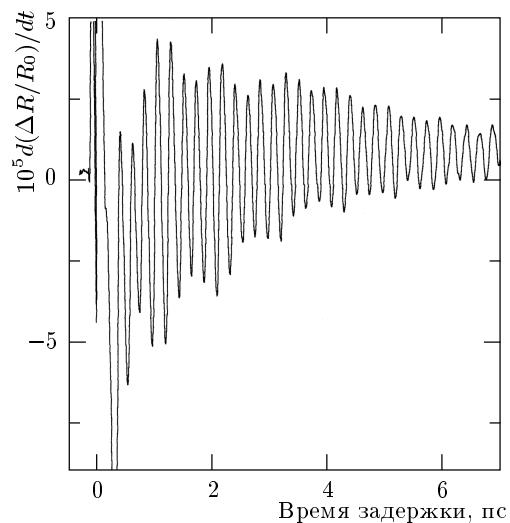


Рис. 16. Разрешенное во времени нормализованное отражение для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Мощности накачки и зондирования равны соответственно 80 и 1 мВт. Длительность импульса 30 фс, модуляция пучка накачки шайкером

ной полносимметричной моды 3.6 ТГц (120 см^{-1}), в которой доминируют смещения иона Ba. Отметим, что в КР-спектре при комнатной температуре эти две моды регистрируются с примерно одинаковой интенсивностью (относительная интенсивность зависит от конкретной поляризации, но ни в одной из них не наблюдается отсутствия низкоэнергетической моды) [35].

Для получения информации о статистических свойствах когерентных фононов в сверхпроводниках мы многократно измеряем часть осциллирующего отклика, показанного на рис. 16. Из этого набора данных рассчитываем среднее и его дисперсию для каждой временной задержки в интервале от -500 до 2000 фс. Полученные значения для ограниченного интервала положительных временных задержек приведены на рис. 17. Очевидно, что так же, как для полуметаллов и полупроводников, флуктуации когерентных фононов в сверхпроводнике демонстрируют зависимость от фазы, определяемой временем задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами. Дисперсия когерентных фононов максимальна, когда амплитуда близка к нулю, и минимальна при экстремальных значениях когерентной амплитуды [27]. В периодограмме шума присутствует пик на удвоенной частоте когерентного фонона, что иллюстрирует рис. 17б, в.

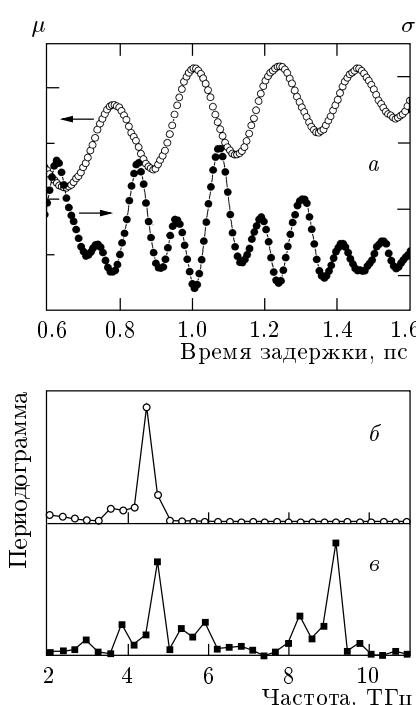


Рис. 17. Когерентная амплитуда и ее дисперсия как функции временной задержки для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (а). Периодограммы когерентной амплитуды (б) и ее дисперсии (в)

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для описания когерентности кристаллической решетки, возникающей при взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с кристаллом, был предложен ряд феноменологических моделей [4, 5, 33]. Эти модели позволили объяснить основные экспериментальные факты, наблюдаемые в многочисленных исследованиях. Тем не менее объяснить физический смысл термина «когерентная амплитуда», повсеместно используемого в каждой из моделей, невозможно без микроскопической теории. Такая теория была создана Кузнецовым и Стэнтоном, которые показали, что при микроскопическом описании когерентные осцилляции обусловлены макроскопическим заселением фононной моды с $\mathbf{q} = 0$, что делает ситуацию подобной складывающейся при бозе-конденсации [49]. Отметим, что преобразование Боголюбова, которое используется для описания сверхтекучести, также может быть применено для описания сжатых состояний [50]. Более того, рассмотрение генерации когерентных фононов как реализации фазового

перехода позволяет качественно понять феномен сжатия. Известно, что сжатие усиливается в системах, находящихся вблизи точки бифуркации между различными динамическими режимами, поскольку квантовые флуктуации нарастают для той переменной, которая оказывается неустойчивой в этой точке [51]. Как следствие, флуктуации сопряженной переменной уменьшаются в силу сохранения фазового объема.

Проанализировав результаты для частотной и временной областей, можно сделать вывод, что частоты (энергии) тепловых и когерентных фононов совпадают с точностью до экспериментальной ошибки. Ошибка в определении частоты больше для временной области. Ширина спектральной линии в спонтанных КР-спектрах определяется затуханием фона, которое зависит от взаимодействия с тепловым резервуаром. Как правило, доминирующий вклад в затухание дает ангармоничный распад оптического фона на два фона с суммарным нулевым импульсом [3]. Ширина спектральной линии в фурье-преобразованном временному отклику определяет время фазовой памяти, и для любого классического состояния время расфазировки должно быть меньше или равно времени энергетической релаксации. Действительно, расфазировка может происходить в результате не только неупругих, но и упругих столкновений в фононном газе, а суммарное число неупругих и упругих столкновений не может быть меньше, чем число упругих актов. Различие в параметрах формы спектральной линии для данных временных и частотных областей не является неожиданным, поскольку с помощью этих двух методик фактически измеряются различные состояния фононной системы — в случае фемтосекундных импульсов система подготовлена накачивающим импульсом в когерентном состоянии, для которого фаза является хорошо определенной величиной, тогда как методом спонтанного КР исследуется система в тепловом состоянии, где фаза не определена. Следует отметить, что использование амплитудного фурье-преобразования (вместо спектра мощности) для временного отклика не может устранить различия в формах спектральных линий для данных временных и частотных областей, поскольку для различных кристаллических систем наблюдаются как более широкие, так и более узкие, чем в частотной области, линии.

Из анализа зависимости когерентной амплитуды от мощности импульса накачки можно сделать важный вывод о неклассичности состояния, создаваемого ультракороткими лазерными импульсами. Дей-

ствительно, для классического состояния затухание является функцией возбуждения системы. Хрестоматийным примером может служить тепловое состояние, в котором время жизни возбуждения есть функция температуры (возбуждения). В оптике это проявляется в зависимости ширины фононной линии, измеряемой из спектров КР, от температуры. Когерентные фононы демонстрируют независимость времени расфазировки от степени возбуждения, обусловленную тем, что только для распределения Пуассона отношение математического ожидания к дисперсии — константа [13].

Весьма примечательным и неожиданным свойством когерентных фононов является шум, который зависит от фазы когерентных колебаний. Одна из возможных интерпретаций зависящего от фазы шума — объяснение его как следствия сжатых фононных состояний, реализуемых при взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с кристаллом. Подобная интерпретация базируется на том, что уникальным признаком сжатия является фазовая зависимость шума [13], поскольку для любого другого состояния, квантового или классического, шум от фазы не зависит, и форма контура неопределенности всегда может быть описана кругом. Тот факт, что во временному диапазоне измеряются квантовые флуктуации, т. е. фонон ведет себя как квантовый, а не классический объект, подтверждается следующим рассуждением. Классическое поведение доминирует в диапазоне, определяемом неравенством $k_B T \leq \hbar\omega$, которое показывает, что тепловые флуктуации малы в сравнении с квантовыми. Однако это справедливо только для измерений, усредненных по временам τ , превышающим характерное время релаксации системы τ^* , $\tau \gg \tau^*$. При использовании фемтосекундных импульсов $\tau \ll \tau^*$. За такие короткие времена исследуемая система обменивается с резервуаром энергией, которая значительно меньше, чем $k_B T$. Условие проявления квантового характера поведения в этом случае модифицируется и дается неравенством $k_B T \leq \hbar\omega\tau^*/\tau$ [52], которое реализуется в проведенных экспериментах. Конкретный механизм, ответственный за сжатие, в настоящее время остается неясным. Очевидно, что для его идентификации необходимо прежде всего прояснить механизм возбуждения когерентных фононов. Если когерентные фононы генерируются за счет механизма, основанного на вынужденном КР (или какой-нибудь из его модификаций) [4], то очевидно, что сжатие фононного поля может быть реализовано при определенных условиях, поскольку неупругое рассеяние света — параметрический процесс. Отметим, что

в большинстве экспериментов шумы максимальны для нулей (минимальны для экстремумов) регистрируемых сигналов. Эти нули в случае использования шейкера соответствуют поворотным точкам траектории колебательного волнового пакета. Изучение фазовой зависимости шума как функции длительности импульса может позволить в будущем определить относительный вклад топологического и динамического сжатия [17]. Наряду с объяснением зависящего от фазы шума как результата сжатия фононного поля в настоящее время нельзя исключить того, что шум, зависящий от фазы, может быть порожден тем, что начальная фаза когерентных фононов бистабильна и имеет возможность принимать фиксированные, но с необходимостью сдвинутые на π фазы. В этом случае фазовый шум не имеет ничего общего со сжатыми фононными состояниями, но может пролить свет на природу начальной фазы фононного конденсата. Если же бистабильная начальная фаза не является основным источником шума, сжатые фононы действительно регистрируются в эксперименте.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи оптического исследования в частотной и временной областях проведено сравнение тепловых и когерентных фононов, реализуемых для типичных представителей полуметаллов, полупроводников и высокотемпературных сверхпроводников. Показано, что энергии тепловых и когерентных фононов совпадают, в то время как потеря фазовой информации в когерентном состоянии происходит за время отличное от времени энергетической релаксации. Также установлено, что когерентные фононы имеют флуктуационные свойства, зависящие от фазы. Анализ полученных данных показывает, что окончательная интерпретация зависящего от фазы шума требует определения механизма возбуждения когерентных фононов. Дополнительную информацию, необходимую для установления механизма сжатия и его реализации, можно получить, регистрируя во временному отклике спектрально разрешенные компоненты оптического поля на стоксовых и антостоксовых частотах и измеряя их статистические свойства.

Автор выражает благодарность Кансайскому исследовательскому центру (Япония) и Фонду А. Гумбольда (Германия) за поддержку данного проекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Heisenberg, Z. Phys. **4**, 879 (1925).
2. J. Shah, *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductors nanostructures*, Springer-Verlag, Berlin (1996).
3. B. J. Berne and R. Pecora, *Dynamic Light Scattering*, John Wiley and Sons, New York (1976).
4. R. Merlin, Sol. St. Comm. **102**, 207 (1997).
5. T. Dekorsy, G. C. Cho, and H. Kurz, in *Light Scattering in Solids VIII*, ed. by M. Cardona and G. Guenterodt, Springer-Verlag, Berlin (2000), p. 169.
6. S. Ruhman, A. G. Joly, and K. A. Nelson, IEEE J. Quant. Electron. **24**, 460 (1988). L. Dhar, J. A. Rogers, and K. A. Nelson, Chem. Rev. **94**, 157 (1994).
7. H. Z. Cummins, in *Proc. Int. School of Physics «Enrico Fermi»*, ed. by R. J. Glauber, Academ. Press, New York, London (1969), p. 247.
8. O. V. Misochko, M. Tani, K. Sakai, K. Kisoda, S. Nakashima, V. N. Andreev, and F. A. Chudnovskii, Phys. Rev. B **58**, 12789 (1998).
9. А. В. Белинский, М. В. Чехова, ЖЭТФ **108**, 1956 (1995).
10. *Сверхкороткие световые импульсы*, под ред. С. Шапиро, Мир, Москва (1981).
11. D. Stoler, Phys. Rev. D **1**, 3217 (1970).
12. R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yourke, J. C. Mertz, and J. F. Valley, Phys. Rev. Lett. **55**, 2409 (1985).
13. R. Loudon and P. L. Knight, J. Mod. Opt. **34**, 709 (1987). R. Meystre and M. Sargent III, *Elements of Quantum Optics*, Springer-Verlag, Berlin (1991). В. П. Быков, УФН **161**, 145 (1991). B. J. Dalton, Z. Ficek, and S. Swain, J. Mod. Opt. **46**, 379 (1999).
14. M. Artoni and J. F. Birman, Opt. Commun. **104**, 319 (1994). S. Ghoshal and A. Chatterjee, Phys. Lett. A **223**, 195 (1996).
15. B. K. Chakraverty, D. Feinberg, Z. Hang, and M. Avignon, Sol. St. Comm. **64**, 1147 (1987). D. L. Lin and H. Zheng, J. Appl. Phys. **64**, 5905 (1988). A. N. Das and S. Sil, Physica C **161**, 325 (1989). C. F. Lo, E. Manousakis, R. Sollie, and Y. L. Wang, Phys. Rev. B **50**, 418 (1994). T. Hakioglu, V. A. Ivanov, A. S. Shumovsky, and B. Tanatar, Phys. Rev. B **51**, 15363 (1995).
16. K. Wodkiewicz, P. L. Knight, S. J. Buckle, and S. Barnett, Phys. Rev. A **35**, 2567 (1987).
17. J. Janszky and An. V. Vinogradov, Phys. Rev. Lett. **64**, 2771 (1990). J. Janszky, An. V. Vinogradov, I. A. Walmsley, and J. Mostovski, Phys. Rev. A **50**, 732 (1994).
18. B. Yourke, Phys. Rev. Lett. **60**, 2476 (1988).
19. A. S. Shumovsky and B. Tanatar, Phys. Lett. A **182**, 411 (1993).
20. G. A. Garrett, A. G. Rojo, A. K. Sood, J. F. Whitaker, and R. Merlin, Science **275**, 1638 (1996).
21. X. Hu and F. Nori, Phys. Rev. B **53**, 2419 (1996); Phys. Rev. Lett. **76**, 2294 (1996).
22. T. J. Dunn, J. N. Sweetser, I. A. Walmsley, and C. Radzewicz, Phys. Rev. Lett. **70**, 3388 (1993).
23. G. A. Garrett, J. F. Whitaker, A. K. Sood, and R. Merlin, Opt. Express **1**, 385 (1997).
24. O. V. Misochko, K. Kisoda, K. Sakai, and S. Nakashima, Appl. Phys. Lett. **76**, 961 (2000).
25. A. Bartels, T. Dekorsy, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **84**, 2981 (2000).
26. O. V. Misochko, K. Sakai, and S. Nakashima, Phys. Rev. B **61**, 11225 (2000).
27. O. V. Misochko, Phys. Lett. A **269**, 97 (2000).
28. Y. R. Shen and N. Bloembergen, Phys. Rev. **137**, A1786 (1965).
29. О. В. Мисочки, ФТТ **40**, 998 (1998).
30. T. K. Cheng, S. D. Brorson, S. Kazeroonian, J. S. Moodere, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, and E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett. **57**, 1004 (1990). T. K. Cheng, J. Vidal, H. J. Zeiger, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, and E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett. **59**, 1923 (1991).
31. J. S. Lanin, J. M. Colleja, and M. Cardona, Phys. Rev. B **12**, 585 (1975).
32. G. A. Garrett, T. F. Albrecht, J. F. Whitaker, and R. Merlin, Phys. Rev. Lett. **77**, 3661 (1996).
33. H. J. Zeiger, J. Vidal, T. K. Cheng, E. P. Ippen, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus, Phys. Rev. B **45**, 768 (1992).
34. M. Hase, K. Mizoguchi, H. Harima, S. Nakashima, M. Tani, K. Sakai, and M. Hangyo, Appl. Phys. Lett. **69**, 2474 (1996).
35. O. V. Misochko, K. Kisoda, K. Sakai, and S. Nakashima, Phys. Rev. B **61**, 4305 (2000).

- 36.** S. Hunsche, K. Wienecke, T. Dekorsy, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **75**, 1815 (1995).
- 37.** G. C. Cho, W. Kutt, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **65**, 764 (1990). T. Dekorsy, H. Kurz, X. Q. Zhou, and K. Ploog, Appl. Phys. Lett. **63**, 2899 (1993).
- 38.** A. V. Kuznetsov and C. J. Stanton, Phys. Rev. B **51**, 7555 (1995).
- 39.** Г. Абстрейтер, М. Кардона, А. Пинчук, в кн. *Рассеяние света в твердых телах IV*, под ред. М. Кардона и Г. Гюнтеродта, Мир, Москва (1986), с. 12.
- 40.** V. P. Gnezdilov, D. J. Lockwood, and J. W. Webb, Phys. Rev. B **48**, 11234 (1993).
- 41.** S. Nakashima, K. Mizoguchi, H. Harima, and K. Sakai, J. Luminescence **76/77**, 6 (1998).
- 42.** O. V. Misochnko, K. Sakai, and S. Nakashima, Physica C **329**, 12 (2000).
- 43.** J. M. Chwalek, C. Uher, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, and J. A. Agostinelli, Appl. Phys. Lett. **58**, 980 (1991).
- 44.** W. Albrecht, Th. Kruze, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **69**, 1451 (1992).
- 45.** O. V. Misochnko, K. Kisoda, H. Harima, K. Mizoguchi, K. Sakai, and S. Nakashima, Physica C **320**, 213 (1999).
- 46.** О. В. Мисочко, ФТТ **42**, 1169 (2000).
- 47.** В. Д. Кулаковский, О. В. Мисочко, В. Б. Тимофеев, ФТТ **31**, 220 (1989).
- 48.** I. I. Mazin, A. I. Liechtenstein, O. Jepsen, O. K. Andersen, and C. O. Rodriguez, Phys. Rev. B **49**, 9210 (1994).
- 49.** A. V. Kuznetsov and C. J. Stanton, Phys. Rev. Lett. **73**, 3243 (1994).
- 50.** M. M. Nieto, in *Frontiers of Nonequilibrium Statistical Physics*, ed. by G. T. Moore and M. O. Scully, Plenum Press, New York (1986), p. 287.
- 51.** К. Н. Алексеев, Д. С. Приймак, ЖЭТФ **113**, 111 (1998).
- 52.** V. B. Braginsky and F. Ya. Khalili, *Quantum measurement*, ed. by K. S. Thorne, Cambridge University Press, Cambridge (1992).